

不規則重複波の砕波に関する研究

岩田 好一朗*・清野 博**

1. 緒 言

港湾構造物に不規則な風波が入射する場合、その反射波と重合して形成される重複波の砕波は構造物の設計外力のみならず、地方港湾における小型船舶の安全航行および港内避泊の安全性の上で重要な影響を及ぼす。例えば、港口部における小型船の転覆と損傷の原因の一つに重複波の砕波があげられている。

不規則な風浪の重複波の砕波については従来ほとんど論議されていなく、防災工学の面からも早急に実態を解明すべき問題の一つとなっている。本研究では、不規則波の重複波の砕波を取り扱い、まず、水理実験を行なつて、重複波の砕波現象、砕波限界などを明らかにする。ついで、理論的な考察を加えて、砕波限界式の提案を行なおうとするものである。

2. 水理実験

2.1 実験装置と実験方法

水理実験は、名古屋大学工学部土木工学科の片面ガラス張りの2次元鋼製造波水槽(0.95m×0.7m×22m)で行なわれた。水路を長さ方向に木製隔壁板を用いて2分割し、ガラス面のある水路(水路Ⅰ)に木製不透過反射板を設置して重複波の砕波を作った。他方の水路(水路Ⅱ)には反射体を設置しないで、進行波のみの状態にした。反射板は図-1に示すように小段の先端点より7mの地点に設置した。

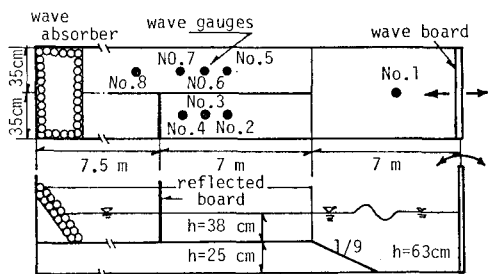


図-1 実験装置

発生波、入射波と重複波の水位変動は電気容量式水位計8台を用いて計測し、すべて磁気テープに収録した。

なお、水位計 No. 2 は反射板より 3.8m 離れた地点、水位計 No. 3 と No. 4 は発生波に応じて、反射板より 0.5m, 0.7m, 1.9m と 2.7m 離れた地点に設置し、水位計により極力重複波の砕波瞬時を計測するよう努めた。なお、水位計 No. 5, No. 6 と No. 7 は水位計 No. 2, No. 3 と No. 4 と等しい距離に設置し、水位計 No. 8 は反射板に対し No. 7 の水位計と等距離に置いた。また、砕波型式、砕波点などの砕波状況は 16mm 高速シネカメラ (50 コマ/s) で撮影した。

実験波は主に二成分合成波と不規則波であるが、比較のため規則波も造波させた。二成分合成波は多成分合成器により合成された電気信号を入力として、油圧サーボ式造波機により生起させた。2つの基本周期は $T_1=1.0$ 秒, 1.2 秒, 1.4 秒, 1.6 秒と $T_2=0.9T_1, 0.8T_1, 0.7T_1$ であり、2つの基本波の波高 H_1 と H_2 は原則として $H_1/(H_1+H_2)=0, 0.25, 0.50, 0.75, 1.0$ とした。なお、 $H_1/(H_1+H_2)=0$ と 1.0 は単成分の規則波に対応する。実験ケースは約 60 であった。一方、不規則波は表-1に示す2種類の波に限定した。砕波の計測は造波板の始動より 10 波目以後の波に対して行なった。

表-1 発生波(不規則波)

Wave	$H_1/3$ (cm)	$T_1/3$ (s)	mo (cm ²)	Q_p	f_p (Hz)
W.-1	9.48	0.86	6.36	3.45	1.13
W.-2	9.90	0.97	6.50	2.43	0.94

$H_1/3$ and $T_1/3$; significant wave height and period, mo; zero-moment of power spectrum, Q_p ; spectral peakedness, f_p ; peak frequency

2.2 解析方法

二成分波および不規則波は原則としてゼロ・アップクロス法で定義して波別解析した。不規則波の水位変動のパワー・スペクトルは 10 Hz で離散化された 4 800 個の離散量を用いて最大ラグ数 80, 自由度 120 で B-T 法で計算した。砕波点、砕波波高、砕波波長、波峰の移動速度および砕波型式はすべて 16mm フィルムをフィルムモーションアナライザーで解析して決定した。なお、写真

* 正会員 工博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 日立造船株式会社土木計画部

解析の精度が悪いときは、電気容量式水位計の記録を併用して求めた。

3. 二成分合成波の砕波

3.1 砕波状況

(1) 実験結果

二成分合成波の重複波の砕波は、単成分波の規則波の重複波の砕波とは異なる。砕波型は次のように分類されることが判明した。

(i) 重複波型砕波：規則波の完全重複波の砕波のように水粒子が鉛直方向に飛び出すようにして砕ける（写真-1 参照）。

(ii) 進行波型砕波：波峰が波の進行方向に移動しながら砕ける。むしろ、完全な進行波の砕波とは違いますが、波峰部が波の進行方向に移動しながら砕けるので本論では、便宜上、進行波型砕波と称することにする。この進行波型砕波は波峰が入射波の進行方向に移動しながら砕ける入射進行波型砕波（写真-2 参照；入射波は写真右側から左側に伝播する）と波峰が反射波の進行方向に移動しながら砕ける反射進行波型砕波（写真-3 参照）に分類できる。なお、写真-1～3 は不規則重複波の砕波であるが、二成分波についてもほぼ同様である。また、進行波型砕波については spilling 型、plunging 型砕波の両方が認められた。

(2) 線型理論による検討

重複波型砕波と進行波型砕波は砕波点における入・反射波の大小関係で決まる。つまり、規模の等しい入・反射波が重複して砕波する時は重複波型砕波、入射波が反射波より大きい場合は入射進行波型砕波、その逆は反射進行波型砕波となる。このことは波の時系列特性が砕波型を左右することを示している。本論では、波の時系列特性を入射波の包絡波形を用いて表現し、砕波型を予測してみる。いま、二成分合成入射波 η_I を式 (1) で与える。

$$\eta_I = a_1 \cos(k_1 x + \sigma_1 t + \theta_1) + a_2 \cos(k_2 x + \sigma_2 t + \theta_2) \quad \dots\dots\dots(1)$$

式 (1) で、 a ：振幅、 k ：波数、 σ ：角周波数、 θ ：位相、 x ：反射板を原点とし反射波の進行方向を正軸とする水平距離、下添字 1 と 2 は 2 つの基本波を示す。

式 (1) の入射波が完全反射すると、重複波 η_0 は式 (2) で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_0 = & a_1 \cos(k_1 x + \sigma_1 t + \theta_1) + a_2 \cos(k_2 x + \sigma_2 t + \theta_2) \\ & + a_1 \cos(-k_1 x + \sigma_1 t + \theta_1) \\ & + a_2 \cos(-k_2 x + \sigma_2 t + \theta_2) \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

いま、2 つの基本波の間で、式 (3) が成立するものとする。

$$k_2 = k_1 + \Delta k, \quad \sigma_2 = \sigma_1 + \Delta \sigma, \quad \theta_2 = \theta_1 + \Delta \theta \quad \dots\dots\dots(3)$$

式 (3) と式 (2) より、次式をうる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 = & \sqrt{a_1^2 + 2a_1 a_2 \cos(\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta) + a_2^2} \\ & \times \sin(k_1 x + \sigma_1 t + \theta_1 + \delta) \\ & + \sqrt{a_1^2 + 2a_1 a_2 \cos(-\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta) + a_2^2} \\ & \times \sin(-k_1 x + \sigma_1 t + \theta_1 + \delta'), \\ \delta = & \tan^{-1} \left\{ \frac{a_1 + a_2 \cos(\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta)}{-a_2 \sin(\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta)} \right\} \\ \delta' = & \tan^{-1} \left\{ \frac{a_1 + a_2 \cos(-\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta)}{-a_2 \sin(-\Delta k x + \Delta \sigma t + \Delta \theta)} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

今、時刻 t_b で地点 x_b で重複波が砕波したとする。砕波瞬時の反射波の包絡波の振幅 η_{ER} と入射波の包絡波の振幅 η_{EI} の比を K_{RE} とすると、 K_{RE} は式 (5) で与えられる。

$$\begin{aligned} K_{RE} = & \frac{\eta_{ER}}{\eta_{EI}} \\ = & \sqrt{\frac{a_1^2 + 2a_1 a_2 \cos(-\Delta k x_b + \Delta \sigma t_b + \Delta \theta) + a_2^2}{a_1^2 + 2a_1 a_2 \cos(\Delta k x_b + \Delta \sigma t_b + \Delta \theta) + a_2^2}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(5)$$

$K_{RE}=1$ は入・反射波の包絡波の振幅が等しいことを示すと同時に、この状態での砕波は重複波型砕波になることを意味する。したがって、 K_{RE} により、式 (6) に示すような砕波型の分類が予想される。

$$\left. \begin{aligned} K_{RE} = 1 : & \text{重複波型砕波} \\ K_{RE} > 1 : & \text{反射進行波型砕波} \\ K_{RE} < 1 : & \text{入射進行波型砕波} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

K_{RE} と砕波型との関係の一例は後述の図-4 に示されている。なお、図-2～4 の ● 印は重複波型砕波、○ は入射進行波型砕波、◇ は反射進行波型砕波である。図-4 に示すように、式 (6) で与えられる砕波型の分類は実験事実とよく一致しており、式 (5) で与えられるような線型理論でかなりよく砕波状況が説明できる。なお、式 (5) の計算に用いた a_1, a_2 は水路Ⅱで計測された値、 x_b は水路Ⅰでの値、 t_b は反射板で最大の水位変動が生じた時刻を $t=0$ とした場合の値である。

ところで、後述する砕波点における無次元波峰移動速度 $\alpha (\equiv C_0/C_s)$ ： C_0 は波峰の水平方向の移動速度、 C_s は砕波時の波と同じ波長を持つ微小振幅進行波の伝播速度で、便宜上 $C_s < 0$ の値とする）によっても、図-2 と図-3 に示すように、式 (7) で砕波状況が区別できる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha = 0 : & \text{重複波型砕波} \\ \alpha < 0 : & \text{反射進行波型砕波} \\ \alpha > 0 : & \text{入射進行波型砕波} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

3.2 限界波形勾配

(1) 波峰の移動速度

3.1 で既述したように、砕波型式（重複波型砕波と進行波型砕波）は波峰の水平方向移動速度に左右される。微小振幅波理論により、まず、波峰の水平方向の移動速

度 C_0 を求めてみる。

いま, $t=t_0$, $x=x_0$ で波形が空間的に極値をとったとする。式 (2) を x で偏微分して $\partial \eta_0 / \partial x = 0$ とすると次式をうる。なお, 式 (8) は反射板 ($x=0$) で 2 つの基本波が

$$\begin{aligned} & a_1 k_1 \sin(k_1 x_0 + \sigma_1 t_0) + a_2 k_2 \sin(k_2 x_0 + \sigma_2 t_0) \\ & - a_1 k_1 \sin(-k_1 x_0 + \sigma_1 t_0) \\ & - a_2 k_2 \sin(-k_2 x_0 + \sigma_2 t_0) = 0 \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

最大になる時刻を $t=0$ としている。この極値が時刻 $t=t_0+Dt$ で $x=x_0+Dx$ に移動したとすると, 式 (9) が

$$C_0 = \frac{Dx}{Dt} = \frac{\sum_{i=1}^2 a_i k_i \sigma_i \cos(k_i x_b - \sigma_i t_b) - \sum_{i=1}^2 a_i k_i \sigma_i \cos(k_i x_b + \sigma_i t_b)}{\sum_{i=1}^2 a_i k_i^2 \cos(k_i x_b - \sigma_i t_b) + \sum_{i=1}^2 a_i k_i^2 \cos(k_i x_b + \sigma_i t_b)} \quad \dots\dots\dots (10)$$

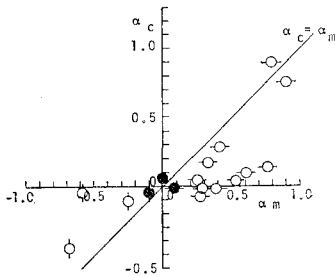


図-2 計算値 (α_c) と実測値 (α_m) の比較

図-2 は計算値と実測値の比較を示したものである。計算値と実測値の対応性はかなり良好であり、線形理論により概略値は充分推算できる。なお、図-2 では、式 (10) の代りに、式 (11) で定義される無次元波峰移動速度 α が用いられている。なお、 C_s は砕波瞬時の実測波長と同じ波長を持つ微小振幅入射進行波の波速であって、 α の $\alpha = C_0 / C_s \dots\dots\dots (11)$

符号の関係上 $C_s < 0$ とする。したがって、 $\alpha < 0$ は $C_0 > 0$, $\alpha > 0$ は $C_0 < 0$ に対応し、 $C_0 < 0$ は入射波の進行方向に波峰が移動することを示す。

図-2 に示されているように、 $|\alpha| \cong 0$ で重複波型砕波 $|\alpha|$ が 0 より大きくなるにつれて進行波型砕波となる。

(2) 限界波形勾配

ここでは、直接砕波機構の論議を避けて、既往の研究成果と式 (11) で定義される α を用いて、限界波形勾配の推算式を検討する。著者らは、規則波の部分重複波の砕波限界波形勾配は式 (12) でかなり精度よく推算できることを指摘している¹⁾。

$$\frac{H_b}{L_b} = \{0.218 - 0.076|\alpha|\} \tanh(2\pi h_b / L_b) \dots\dots\dots (12)$$

式 (12) で、 $\alpha=0$ の時は重複波、 $|\alpha|=1$ の時は進行波の限界波形勾配となるので、二成分重複波の砕波型である重複波型から進行波型砕波を含んでいる。

成立することになる。

$$\begin{aligned} & a_1 k_1 \sin\{k_1(x_0 + Dx) + \sigma_1(t_0 + Dt)\} \\ & + a_2 k_2 \sin\{k_2(x_0 + Dx) + \sigma_2(t_0 + Dt)\} \\ & - a_1 k_1 \sin\{-k_1(x_0 + Dx) + \sigma_1(t_0 + Dt)\} \\ & - a_2 k_2 \sin\{-k_2(x_0 + Dx) + \sigma_2(t_0 + Dt)\} = 0 \\ & \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

式 (9) を、 $x=x_0$, $t=t_0$ のまわりに Taylor 展開して、一次の微係数までを採用し、砕波時 ($x_0=x_b$, $t_0=t_b$) の波峰の水平方向の移動速度 $C_0=Dx/Dt$ を求めると、式 (10) をうる。

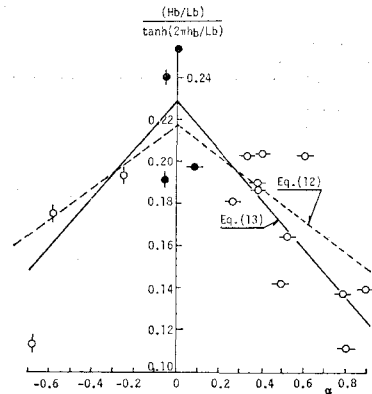


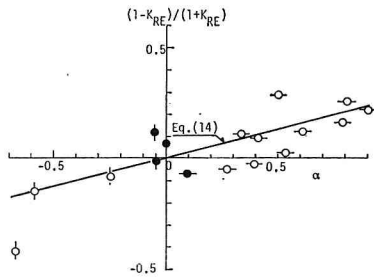
図-3 限界波形勾配と無次元波峰移動速度

式 (12) と実験値を比較したところ、図-3 に示すように、 $|\alpha|$ が 0 から大きくなるにつれて H_b/L_b は小さくなる傾向は両者一致するものの、定量的な一致は認められない。したがって、単成分波の部分重複波に対する式 (12) は波の時系列特性の異なる二成分重複波の砕波限界式として用いることはできない。しかし、本論では、式 (12) の利点、つまり $\alpha=0$ で重複波型砕波、 $|\alpha|=1$ では進行波型砕波になる利点を生ずるため、実験値にベスト・フィットするように、式 (12) の $\{ \}$ 中の定数項と $|\alpha|$ の比例定数を最小自乗法で決定して、式 (12) を書き直すと次式をうる。

$$\frac{H_b}{L_b} = \{0.229 - 0.117|\alpha|\} \tanh(2\pi h_b / L_b) \dots\dots\dots (13)$$

式 (12) は、図-3 に示すように、式 (12) より実験値との対応性はよく、 H_b/L_b の概略値は推算できる。

ところで、式 (6) と式 (7) から判るように、 α と K_{RE} は関数関係にある。この関係式は式 (1), (2), (4), (10) より計算できる。しかし、半実験的に決定した式 (13) と対応させるため、 α と K_{RE} の関係式を実験値から最小自乗法で求めると、式 (14) をうる (図-4 参照)。

図-4 K_{RE} と α の関係

$$\alpha = 3.86(1 - K_{RE}) / (1 + K_{RE}) \quad \dots\dots\dots(14)$$

このように、入射波形が与えられると式(1), 式(5)から K_{RE} が推算できるので、限界波形勾配 H_b/L_b は、式(14)を用いることにより、式(13)から算定できる。

4. 不規則波の砕波

4.1 砕波状況

二成分合成重複波の砕波と同様、重複波型、進行波型

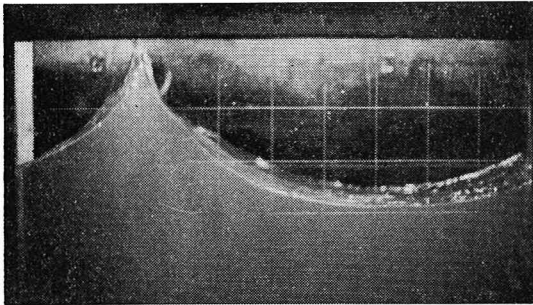


写真-1 重複波型砕波



写真-2 入射進行波型砕波

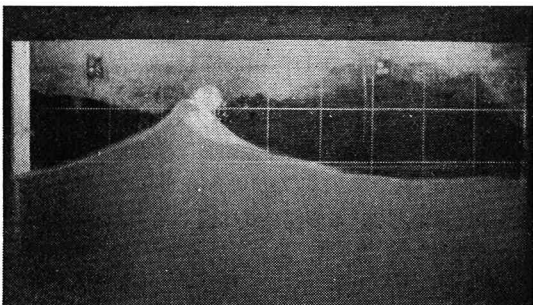


写真-3 反射進行波型砕波

砕波が生じる(写真-1~3 参照)。この砕波型は、二成分合成重複波同様、式(15)でほぼ分類できる(図-5, 6 参照)。

$$\left. \begin{aligned} K_{RE} &= 1, \quad \alpha = 0; && \text{重複波型砕波} \\ K_{RE} &> 1, \quad \alpha < 0; && \text{反射進行波型砕波} \\ K_{RE} &< 1, \quad \alpha > 0; && \text{入射進行波型砕波} \end{aligned} \right\} \dots\dots(15)$$

不規則波を多数の正弦波の線型和と表示して、 K_{RE} と C_0 を解析的に求めて実験値と比較したが、必ずしも対応性はよくなかった。そのため、不規則波については水理実験結果を用いて以後論議する。

4.2 限界波形勾配

図-5 は、無次元波峰移動速度 α (式(11)) と $(H_b/L_b) / \tanh(2\pi h_b/L_b)$ の関係を示したものである。同図に示すように、 $|\alpha| \approx 0$ (重複波型砕波) では $(H_b/L_b) / \tanh(2\pi h_b/L_b)$ は大きい、 $|\alpha|$ が 0 より大きくなるにつれて $(H_b/L_b) / \tanh(2\pi h_b/L_b)$ は小さくなる。図-5 によれば、実験値は全体的に式(13)で与えられる二成分合成重複波の限界値より小さいことが認められる。このことは、波別解析された不規則重複波は二成分重複波より砕け易いことを示している。不規則波の場合も、大胆ではあるが二成分合成波と同様、式(13)のような単純な形で限界波形勾配が与えられるものと仮定し、式(13)の { } 中の定数項と $|\alpha|$ の比例定数を実験値にベスト・フィットするように最小自乗法で決定すると、不規則重複波に対する限界波形勾配は、式(16)で与えられることになる。

$$\frac{H_b}{L_b} = \{0.205 - 0.115|\alpha|\} \tanh(2\pi h_b/L_b) \dots\dots(16)$$

また、 α と K_{RE} の関係は、図-6 に示すように、二成分合成波の場合のように明確でないものの、ほぼ $|\alpha| \approx 0$ では $K_{RE} \approx 1$, $\alpha < 0$ で $K_{RE} > 1$, $\alpha > 0$ で $K_{RE} < 1$ となっている。最小自乗法で α と K_{RE} の関係を求めると、次式をうる。

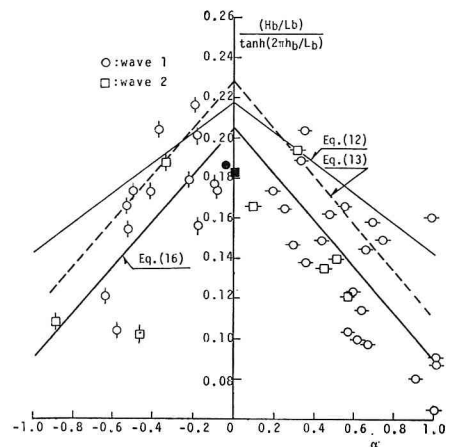
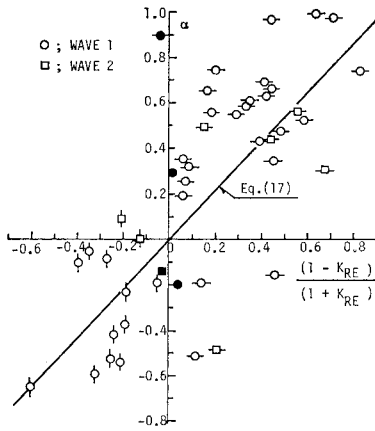


図-5 限界波形勾配と無次元波峰移動速度

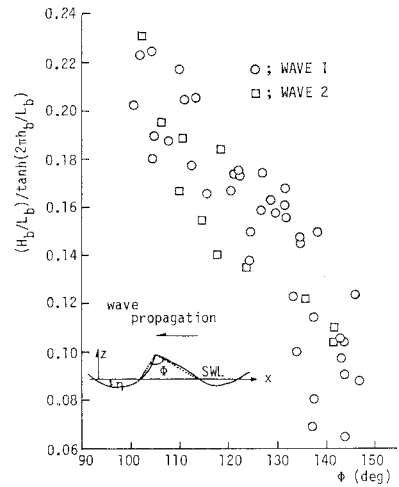
図-6 K_{RE} と α の関係

$$\alpha = 1.08(1 - K_{RE}) / (1 + K_{RE}) \quad \cdots \cdots (17)$$

なお、 K_{RE} は水路Ⅱで計測された入射波の包絡波形全体が有義波の周期に対応する群速度で進行して反射板で完全反射した後、碎波点に到達したものと計算している。入射包絡波形が有義波の群速度で移動することの妥当性については検討の余地は残されているものの、入射波形が与えられると、式(17)を用いることにより、不規則重複波の限界波形勾配の概略値は式(16)で算定できることになる。

4.3 碎波波頂角

碎波瞬時の碎波波頂角 ϕ は、図-7 に示されるように、 100° から 150° の範囲にあり、 $(H_b/L_b)/\tanh(2\pi h_b/L_b)$ の値が大きくなるにつれて ϕ は小さくなっている。従来、規則波の重複波の碎波角 ϕ は 90° 、規則波の進行波の碎波角 ϕ は 120° ²⁾ と指摘されており、この碎波波頂角 ϕ の値からも、 $|\alpha| \cong 0$ 、つまり $(H_b/L_b)/\tanh(2\pi h_b/L_b)$ の値が大きいときは重複波型碎波、 $|\alpha| \gg 0$ 、つまり $(H_b/L_b)/\tanh(2\pi h_b/L_b)$ の値が小さいときは進行波型碎波になることは明らかである。なお、本論で用いた波頂角 ϕ は 図-7 中に示すように、波頂と波頂前後で波形

図-7 碎波波頂角 ϕ

が静水面を最初に切る2地点を直線で結んだ時の角度を採用している。

5. 結 言

以上、本論では二成分合成波および不規則波の重複波の碎波特性を論議してきた。この種の重複波の碎波は入射波の時系列特性に著るしく左右されることを明らかにするとともに、大胆ではあるが、限界波形勾配の算定式を半実験的に提案した。今後、引き続き不規則波の重複波の碎波を取り挙げて、碎波機構について検討していく所存である。本研究は文部省科学研究費・自然災害特別研究(1)「反射波災害の防止工法の研究」(代表者: 名大・岩田好一郎)の助成をうけて行なわれたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 岩田好一郎・清野 博: 部分重複波の碎波限界に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, 1983(投稿中)。
- 2) 首藤伸夫: 海の波の水理, 技報堂, 1981, pp. 153~158。